

Paris 1971

ORSAY

Série A

N° d'ordre :

858

Sujet de Thèse

ETUDE EXPERIMENTALE DU DEPLACEMENT DES NIVEAUX ET
DE L'EFFET RAMAN D'UN ATOME SOUMIS AU RAYONNEMENT
NON RESONNANT D'UN LASER DE PUISSANCE

recouvrant en partie la thèse de Doctorat ès Sciences Physiques
enregistrée au C.N.R.S. sous le numéro AO6243

P L A T Z Peter

Soutenue le 26 octobre 1971 à l'Université de PARIS-SUD - CENTRE
D'ORSAY devant le jury : —

MM. P. JACQUINOT

Cl. COHEN-TANNOUDJI

J. DUCUING

R. PAPOULAR

ORSAY

Série A

N° d'ordre :

858

Sujet de Thèse

ETUDE EXPERIMENTALE DU DEPLACEMENT DES NIVEAUX ET
DE L'EFFET RAMAN D'UN ATOME SOUMIS AU RAYONNEMENT
NON RESONNANT D'UN LASER DE PUISSANCE

recouvrant en partie la thèse de Doctorat ès Sciences Physiques
enregistrée au C.N.R.S. sous le numéro A06243

P L A T Z Peter

Soutenue le 26 octobre 1971 à l'Université de PARIS-SUD - CENTRE
D'ORSAY devant le jury :

MM. P. JACQUINOT

Cl. COHEN-TANNOUDJI

J. DUCUING

R. PAPOULAR



Classification
 Physics Abstracts :
 07.00, 08.45, 13.20

ÉTUDE EXPÉRIMENTALE DU DÉPLACEMENT DES NIVEAUX ET DE L'EFFET RAMAN D'UN ATOME SOUMIS AU RAYONNEMENT NON RÉSONNANT D'UN LASER DE PUISSANCE

P. PLATZ

ASSOCIATION EURATOM-CEA

Département de la Physique du Plasma et de la Fusion Contrôlée — Centre d'Etudes Nucléaires
 Boîte Postale n° 6, 92 Fontenay-aux-Roses

(Reçu le 1^{er} juin 1971)

Résumé. — On étudie le spectre d'émission de l'atome de mercure soumis au rayonnement d'un laser de puissance. Dans la première partie, on décrit la mesure du déplacement des raies Hg 5 461 Å ($6\ ^3P_2-7\ ^3S_1$) et Hg 4 358 Å ($6\ ^3P_1-7\ ^3S_1$) dû au rayonnement d'un laser au verre-Nd (10 580 Å). Le déplacement du niveau commun, $7\ ^3S_1$, est proportionnel au flux de lumière laser au moins jusqu'à 400 MW/cm². Sa valeur est $+0,28 \times 10^{-6}$ eV/MW cm⁻² ($\pm 15\%$). Une nouvelle méthode de mesure des forces d'oscillateur est appliquée à la transition infrarouge $7\ ^3S_1-7\ ^3P_2$ (11 287 Å). On obtient la valeur 0,32 pour la force d'oscillateur moyenne en absorption. Cette valeur est affectée d'une erreur expérimentale de $\pm 15\%$; elle est probablement surestimée de 20 % à cause d'approximations diverses. Dans la deuxième partie, on décrit la détection et l'identification d'une transition Raman entre deux niveaux excités de l'atome de mercure sous l'effet d'une irradiation par le deuxième harmonique du même laser (5 289 Å). La raie correspondante (4 250 Å) est très faible et attribuée à la transition Raman anti-Stokes $6\ ^3P_2 \rightarrow 6\ ^3P_1$.

Abstract. — The influence of high power laser radiation on the emission line spectrum of mercury is investigated. The first part of the paper describes the measurement of the shifts of two Hg lines, 5 461 Å ($6\ ^3P_2-7\ ^3S_1$) and 4 358 Å ($6\ ^3P_1-7\ ^3S_1$) due to Nd-glass-laser radiation (10 580 Å). The shift of the common level, $7\ ^3S_1$, is found to be proportional to the laser light flux at least up to 400 MW/cm², the constant of proportionality being $+0,28 \times 10^{-6}$ eV/MW cm⁻² ($\pm 15\%$). This provides a new method for the determination of oscillator strengths, which, when applied to the infrared transition $7\ ^3S_1-7\ ^3P_2$ (11 287 Å), yields a value of 0.32 for the average absorption oscillator strength. The experimental error on this value is $\pm 15\%$; however, it is also overestimated by probably 20 % because of various approximations. The second part of the paper describes the detection and identification of a Raman transition between two excited levels of the mercury atom, due to irradiation with the second harmonic of the same laser (5 289 Å); the corresponding line, at 4 250 Å, is very weak and ascribed to the anti-Stokes Raman transition $6\ ^3P_2 \rightarrow 6\ ^3P_1$.

I. Introduction. — Depuis les travaux de S. H. Autler et C. H. Townes [1], J.-M. Winter [2] et C. Cohen-Tannoudji [3] on sait que la perturbation d'un atome (ou d'une molécule) par une onde électromagnétique provoque le dédoublement, le déplacement et l'élargissement des raies du système quantique. Dans ces études l'accent était mis sur le cas de la *résonance* entre l'onde (ou l'un de ses harmoniques) et l'une des transitions de l'atome. Les sources de rayonnement utilisées étaient du type générateur radiofréquence ou lampe spectrale, dont la faible brillance ne permet pas de s'écarter de cette résonance. Par contre, les lasers déclenchés permettent d'étendre les travaux cités au cas *non résonnant*. Cette situation est fréquente dans les domaines de la physique atomique, qui ont reçu une impulsion particulière par l'apparition du laser : optique et spectroscopie non linéaires.

Dans notre étude de la perturbation non résonnante, nous mettons en évidence deux effets. Le premier est le *déplacement des transitions optiques* d'un atome irradié par un laser de puissance. Pour cet effet, déjà connu en spectroscopie hertzienne [2], [3], nous avons trouvé une application pratique : la mesure des forces d'oscillateur. Le deuxième effet est l'apparition d'une *transition Raman* dans le spectre de l'atome.

La description de nos expériences que nous avons déjà brièvement exposées par ailleurs [4]-[6], est précédée d'un rappel des résultats principaux de la théorie (§ 2). Ils servent en particulier à justifier le modèle de l'atome à trois niveaux (§ 3.5 et Appendice) sur lequel nous nous appuyons pour le dépouillement des déplacements de raies.

2. Rappel de la théorie. — Nous considérons trois niveaux, a , b , c , d'un atome, caractérisés par les énergies $E_a = \hbar\omega_a$, $E_b = \hbar\omega_b$ et $E_c = \hbar\omega_c$ ($E_a > E_b > E_c$). En présence d'une onde non résonnante de pulsation ω_L , chacun de ces niveaux subit un déplacement, qu'on

déduit d'un calcul de perturbation. Le premier ordre non nul s'écrit [2], [7] :

$$\Delta E_i = \frac{e^2 E^2}{2} \sum_{k \neq i} | \langle i | \mathbf{e} \mathbf{r} | k \rangle |^2 \times \left(\frac{1}{E_i - E_k - \hbar \omega_L} + \frac{1}{E_i - E_k + \hbar \omega_L} \right) \quad (1)$$

où e est la charge de l'électron ; E^2 est la valeur quadratique moyenne du champ électrique de l'onde. Le vecteur $\mathbf{e}$ définit sa polarisation. Supposons que le niveau c soit choisi parmi tous les niveaux de l'atome de façon que $|\Delta E_c| \ll |\Delta E_a|$ et $|\Delta E_b|$. Il peut alors servir de « niveau d'observation ». Le spectre de l'atome contient donc les raies habituelles (mais ici décalées) :

$$\omega_{a1} = \omega_a + \frac{\Delta E_a}{\hbar} - \omega_c \quad (2a)$$

$$\omega_{b1} = \omega_b + \frac{\Delta E_b}{\hbar} - \omega_c. \quad (2b)$$

On y trouve également des raies qui correspondent à des transitions à plusieurs photons, en particulier (voir § 3.2 et 3.3 de [1]) :

$$\omega_{a2} = \omega_b + \frac{\Delta E_b}{\hbar} + \omega_L - \omega_c \quad (3a)$$

$$\omega_{b2} = \omega_a + \frac{\Delta E_a}{\hbar} - \omega_L - \omega_c. \quad (3b)$$

(Dans la réf. [1], où $E_b > E_a$, les quatre raies des équations (2a)-(3b) correspondraient respectivement aux composantes B_0 , A_0 , B_{+1} et A_{-1} .)

Le déplacement des raies spectrales décrit par les équations (2a, b) est étudié dans le § 3, alors que les phénomènes liés aux équations (3a, b) font l'objet du § 4.

Revenons à l'équation (1). Il est commode d'y introduire les forces d'oscillateur. On a par définition :

$$f_{eik} = - \frac{2m}{\hbar^2} (E_i - E_k) | \langle i | \mathbf{e} \mathbf{r} | k \rangle |^2. \quad (4)$$

Dans cette équation nous avons choisi le signe de f_{eik} de telle façon qu'il soit positif pour $E_k > E_i$ comme il est d'usage [8] ; m est la masse de l'électron, et l'indice e rappelle que la force d'oscillateur dépend de la polarisation de l'onde incidente (car il ne s'agit pas ici de la force d'oscillateur moyenne). On obtient donc

$$\Delta E_i = - \frac{e^2 E^2 \hbar^2}{2m} \sum_k \frac{f_{eik}}{(E_i - E_k)^2 - (\hbar \omega_L)^2} \quad (5)$$

avec la convention $f_{eik} \geq 0$ pour $E_k \geq E_i$.

Dans le calcul de ΔE_a et de ΔE_b d'après l'équation (5), on peut parfois se limiter à un seul terme de la somme sur k . C'est le cas notamment si $f_{eab} \neq 0$ et $\omega_{ab} \approx \omega_L$. On parle alors de l'approximation de l'atome par un modèle à trois niveaux. Dans nos expériences, nous pouvons nous servir de ce modèle commode (voir § 3.5 et Appendice).

Nous ajoutons encore une forme pratique de l'éq. (5)

$$\Delta E_i = - 0,33 \times 10^{-6} P \sum_k \frac{f_{eik}}{(\omega'_{ik})^2 - (\omega'_L)^2}$$

où ΔE_i est exprimé en eV ; la puissance d'éclairement du laser, P , est en MWcm^{-2} . Enfin, les fréquences ω'_{ik} et ω'_L sont les fréquences angulaires de l'éq. (5) en unités de 10^{15} s^{-1} .

3. Déplacement des niveaux. — 3.1 CHOIX DU DISPOSITIF EXPÉRIMENTAL. — Le déplacement des niveaux peut être étudié en absorption ou en émission. La première possibilité a été choisie par l'équipe du Professeur Bonch-Bruевич [9], [10]. Elle est limitée aux raies d'absorption et a posé de sérieux problèmes techniques. Quant à nous, nous avons mis au point une expérience en émission.

Un laser de puissance (rubis, verre dopé au néodyme) a en général une impulsion d'une durée de l'ordre de 30 ns. La modification du profil d'une raie spectrale (déplacement ; éventuellement dédoublement par la levée partielle de la dégénérescence M), que provoque le passage de cette impulsion dans une source lumineuse évolue donc à l'échelle de la nanoseconde et la valeur maximale de l'effet n'atteint l'ordre de l'Angström que dans des cas favorables. Du point de vue spectroscopique, le problème posé ici est donc de mesurer la totalité du profil d'une raie fine (largeur : quelques centièmes d'Å) à grande résolution spectrale (10^{-2} - 10^{-1} Å) et temporelle (quelques nanosecondes). Compte tenu de l'étendue et de la transmission des spectromètres classiques (à prisme ou à réseau) et de l'efficacité des détecteurs photo-électriques, cette double exigence de grande résolution spectrale et temporelle impliquerait une source lumineuse émettant plusieurs centaines de W/cm^3 dans une raie fine. Malgré des efforts dans ce sens, nous sommes encore en deçà de ces performances. Aussi avons-nous particulièrement soigné les éléments de base de notre dispositif expérimental, spectromètre et détecteurs, afin de nous rapprocher au maximum des conditions idéales. Le dispositif finalement mis au point est représenté dans la figure 1. Il consiste en une lampe à mercure sans électrodes, un spectromètre Fabry-Perot multicanal avec 12 photomultiplicateurs rapides et un laser déclenché à verre dopé au néodyme.

3.2 LA LAMPE A MERCURE. — Elle consiste en une cellule cylindrique plate ($\varnothing$ 16 mm, épaisseur 6 mm) en quartz, contenant 4 mg de mercure naturel ou isotopique (Hg 198) et de l'argon (pression 4 torr). Elle est placée dans une cavité micro-onde (TE_{111}) accordée à la fréquence d'un générateur 2,4 GHz (puissance 50 W). Le spectre de cette lampe est exempt de continu et comporte trois raies intenses à 5 461, 4 358 et 4 046 Å, dont les deux premières ont été étudiées ici. Nous avons mesuré leurs intensités en effectuant un comptage de photons avec un photomultiplicateur 56 DVP muni d'un diaphragme ($\varnothing$ 3,2 mm) et d'un filtre interféren-

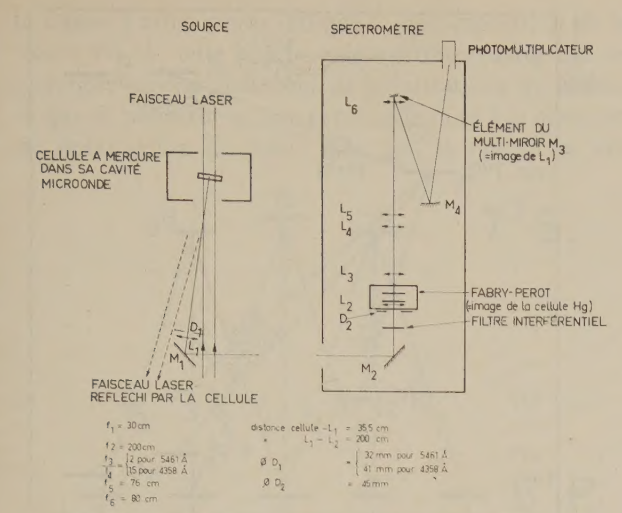


FIG. 1. — Dispositif pour l'étude des déplacements des niveaux.

tiel pour chaque raie, le tout se trouvant à 2,5 m de la source. Compte tenu de l'efficacité de détection du photomultiplicateur (5 % à 5 461 Å, 21 % à 4 358 Å) et de la transmission des filtres, nous avons obtenu le nombre N de photons émis dans 4π et par seconde. Nous avons également mesuré la largeur $\Delta\lambda$ de chacune des raies (résultant de la largeur naturelle et des effets de collisions et de Doppler) à l'aide d'un spectromètre Fabry-Perot à balayage de pression (voir § 3.3) à grande résolution ($< 1,2 \times 10^{-2}$ Å à 5 461 Å ; $< 0,8 \times 10^{-2}$ Å à 4 358 Å). Les résultats de ces deux mesures sont résumés dans le tableau I :

TABLEAU I			
	$N\text{ (s}^{-1}\text{)}$	$\Delta\lambda\text{ (Å)}$	
		Hg naturel	Hg 198
5 461 Å	$3,2 \times 10^{17}$	0,032	$< 0,018$
4 358 Å	$2,3 \times 10^{17}$	0,020	$< 0,011$

Outre la grande intensité des raies (110 mW chacune) et leur finesse, la lampe à mercure présente une caractéristique particulièrement favorable à notre étude par le fait que les trois raies à 5 461, 4 358 et 4 046 Å ont en commun le niveau supérieur (transitions $7^3S_1 - 6^3P_{2,1,0}$). Ceci permet de tirer des conclusions sur le déplacement de ce niveau à partir de l'étude de deux de ces raies.

3.3 LE SPECTROMÈTRE FABRY-PEROT MULTICANAL. — Les exigences citées plus haut (§ 3.1) nous ont amenés à utiliser un spectromètre capable de mesurer « instantanément » le profil d'une raie spectrale avec la plus grande étendue possible. Nous avons donc utilisé un spectromètre Fabry-Perot « multicanal » précédemment décrit en détail [11]. Nous rappelons ici l'essentiel de cet instrument, qui se distingue de sa version originale [11] par des améliorations pratiques.

Suivant le trajet de la lumière (Fig. 1) on y trouve d'abord une optique d'entrée (lentilles L_1 , L_2 ;

diaphragmes D_1 , D_2 ; miroirs plans M_1 , M_2 ; filtre interférentiel), puis l'interféromètre Fabry-Perot. Les lames sont montées avec des cales fixes et se trouvent dans une enceinte permettant le balayage par pression, soit pour le réglage de l'instrument, soit pour une exploration de spectre. Les anneaux d'interférences se forment dans le plan focal de la lentille L_5 , dont la focale effective peut être modifiée à volonté grâce à des télescopes interchangeables, formés chacun par une paire de lentilles, L_3 et L_4 (distance $L_3 L_4 = f_3 + f_4$). Un séparateur de faisceaux M_3 , précédé d'une lentille de champ L_6 , se trouve dans le plan des anneaux d'interférence. Ce séparateur, également appelé « multimiroir », se compose de 12 miroirs annulaires concentriques et de même surface. Les éléments de ce multimiroir sont orientés de telle façon que chacun d'eux renvoie la lumière qui le frappe sur l'un des douze miroirs M_4 associés chacun à un photomultiplicateur. On dispose ainsi de douze « canaux » de même largeur spectrale avec lesquels on peut mesurer simultanément l'intensité en douze points de l'intervalle spectral libre. Ceci permet de déterminer le profil d'une raie spectrale et son évolution dans le temps.

Les dimensions géométriques du multimiroir ($\varnothing 22,5$ mm) étant fixes, on modifie la largeur de l'intervalle spectral exploré en changeant la focale effective, $\frac{f_3}{f_4} f_5$, de la lentille L_5 .

L'optique d'entrée joue un double rôle. Elle doit garantir que la source lumineuse éclaire à la fois la surface utile des lames du Fabry-Perot et la surface du multimiroir. A cette fin, la lentille L_1 forme une image (agrandie 5, 6 fois) de la cellule à mercure sur les lames du Fabry-Pérot. Puis vient un diaphragme D_2 d'un diamètre légèrement plus petit que le diamètre utile des lames (55 mm) et placé de telle façon devant celles-ci que seuls les rayons provenant de la partie de la lampe qui est exposée au faisceau du laser peuvent le traverser. Celui-ci ayant un diamètre de 10 mm, nous avons choisi $D_2 = 45$ mm. La lentille L_2 , pratiquement confondue avec l'image de la cellule, a une focale $f_2 = 200$ cm. On trouve donc une image de la lentille L_1 (éclairée uniformément par la cellule) dans le plan du multimiroir. Le diaphragme D_1 sélectionne la partie de cette image qui recouvre le multimiroir. Cela permet de réduire la lumière parasite dans l'instrument.

Les photomultiplicateurs sont du type 56 UVP ou DVP. La méthode expérimentale utilisée ici (§ 3.2) est telle que les photocathodes sont constamment éclairées par la lampe alors que la mesure proprement dite des effets Stark ne dure que le temps de l'impulsion laser. Comme on veut disposer de beaucoup de photons pendant ce temps, qui est très bref (30 ns), la lampe doit être tellement intense que les multiplicateurs électroniques seraient saturés en permanence s'ils étaient alimentés en tension. Nous avons donc modifié le pont diviseur habituel de la façon suivante. Le potentiel entre la deuxième dynode et la première est ramené à + 40 V au lieu de + 120 V pour une utilisation nor-

male. L'amplification est donc normalement interrompue au niveau de la deuxième dynode ; il en résulte une forte réduction du courant anodique (d'un facteur 30 environ) qui assure la protection du photomultiplicateur. Un générateur d'impulsion commandé par le laser permet de porter la deuxième dynode à + 120 V pendant 100 μ s, autour du temps d'émission du même laser.

3.4 LE LASER. — Le laser (fabriqué par la C. G. E.) est au verre dopé au néodyme ($\lambda = 1,06 \mu$). Il consiste en un oscillateur déclenché par prisme tournant, un obturateur électro-optique à effet Pockels [12] et deux amplificateurs. En régime normal, c'est-à-dire l'obturateur de Pockels étant hors service, le laser délivre une impulsion d'une durée de 30 à 50 ns et d'une puissance allant jusqu'à 1,6 GW. L'obturateur de Pockels permet de faire varier la durée de l'impulsion entre 1,3 ns et 30 ns. Deux régimes ont été utilisés :

1) impulsion standard ; durée 30-50 ns ; puissance 30-400 MW (§ 3.6) ;

2) impulsion courte ; durée 1,3 ns ; puissance 50-400 MW (§ 3.7).

Il est à noter que l'étude du déplacement des niveaux exige que la puissance d'éclairement (en W/cm²) soit la même en chaque point d'une surface éclairée par le faisceau du laser. Ceci est difficile à réaliser. Le principe même du pompage d'un laser à solide entraîne en effet une brillance plus forte au bord qu'au centre du faisceau. A l'aide d'un diaphragme ($\varnothing$ 10 mm) nous avons sélectionné la partie centrale du faisceau, qui seule traverse la lampe à mercure. Toutefois, dans cette plage centrale, l'éclairement n'est pas parfaitement uniforme. Nous reviendrons sur ce problème dans le § 3.6.2.

Le spectre de l'émission laser a une longueur d'onde centrale de 10 580 Å et une largeur de 20 Å environ. La polarisation du rayonnement est rectiligne.

3.5 DÉPLACEMENT DES NIVEAUX DU MERCURE (THÉORIE). — L'atome de mercure possède une transition dans le proche infrarouge, $7^3S_1-7^3P_2$ (11 287 Å), dont le niveau inférieur, 7^3S_1 , est le niveau supérieur pour les trois transitions $7^3S_1-6^3P_{2,1,0}$ qui donnent lieu aux raies les plus intenses dans le visible (5 461 ; 4 358 et 4 046 Å) ; (voir Fig. 2). La longueur d'onde du laser (10 580 Å) étant proche de celle de la transition infrarouge citée, on s'attend à ce que la perturbation couple le niveau 7^3S_1 surtout avec le niveau 7^3P_2 , et que les couplages avec $6^3P_{2,1,0}$ et même $7^3P_{1,0}$ (qui sont les niveaux les plus voisins de 7^3P_2) soient faibles. La situation serait alors celle d'un atome à deux niveaux perturbés, 7^3S_1 et 7^3P_2 , et trois « niveaux d'observation », $6^3P_{2,1,0}$. (Cette simplification sera justifiée dans l'Appendice.)

La polarisation du laser étant rectiligne, les forces d'oscillateur $f_{\varepsilon ik}$ de l'équation (5) s'écrivent pour une polarisation z [13] :

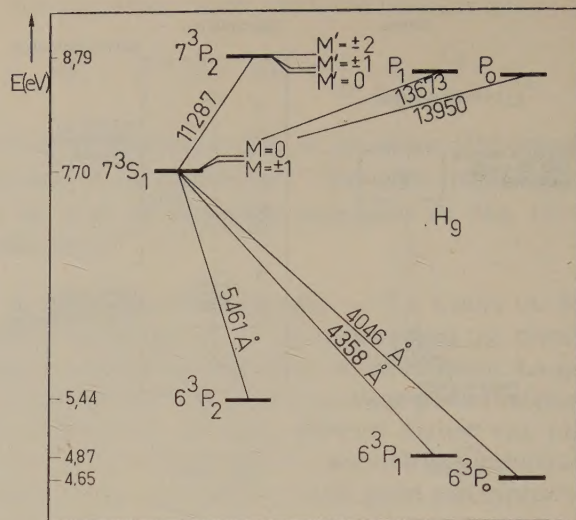


FIG. 2. — Schéma partiel des niveaux de l'atome de mercure.

$$f_z(7^3S_1, 7^3P_2) = 3 \frac{(J+1)^2 - M^2}{(J+1)(2J+3)} f_a \quad (6a)$$

$$f_z(7^3P_2, 7^3S_1) = 3 \frac{J'^2 - M'^2}{(2J'-1)J'} f_e \quad (6 \text{ bis})$$

où J est le moment total de l'état 7^3S_1 , et M sa projection ($J = 1$; $M = 0, \pm 1$). J' et M' sont les grandeurs correspondantes pour l'état 7^3P_2 ($J' = 2$; $M' = 0, \pm 1, \pm 2$). La force d'oscillateur moyenne en absorption, f_a (> 0), et la force d'oscillateur moyenne en émission, f_e (< 0), sont liées par

$$(2J+1)f_a = -(2J'+1)f_e.$$

Le déplacement des 3 sous-niveaux du niveau 7^3S_1 s'écrit

$$\Delta E(7^3S_1, M) = - \frac{e^2 E^2}{2m} \frac{1}{\omega_0^2 - \omega_L^2} \frac{3(J+1)^2 - 3M^2}{(J+1)(2J+3)} f_a \quad (7)$$

où ω_0 est la fréquence angulaire de la transition $7^3S_1-7^3P_2$. Puisque $\omega_L > \omega_0$, les trois sous-niveaux sont déplacés vers le haut. Les déplacements du sous-niveau $M = 0$, d'une part, et des deux sous-niveaux $M = \pm 1$, d'autre part, sont dans le rapport 4/3. Une équation analogue à (7) peut être obtenue pour le niveau 7^3P_2 en combinant les équations (5) et (6 bis). Ces décompositions de niveaux sont indiquées schématiquement dans la figure 2. Des deux niveaux considérés, seul le niveau 7^3S_1 donne lieu à des raies intenses, qui sont à 5 461, 4 358 et 4 046 Å. Elles subissent un déplacement vers les courtes longueurs d'onde et un dédoublement dû à la levée partielle de la dégénérescence M (à ne pas confondre avec le dédoublement de [1]). Nous avons étudié les deux premières raies dans des conditions très différentes.

3.6 ETUDE DE LA RAIE 5 461 Å [4]. — 3.6.1 *Décomposition de la raie et méthode de mesure.* — Dans

la figure 3 nous avons indiqué la décomposition de la raie 5 461 Å, telle que la voit un observateur qui ne distingue pas les directions de polarisations de la raie, et qui est placé sur un axe perpendiculaire à la direction de polarisation du laser. Pour lui, la raie (avec une

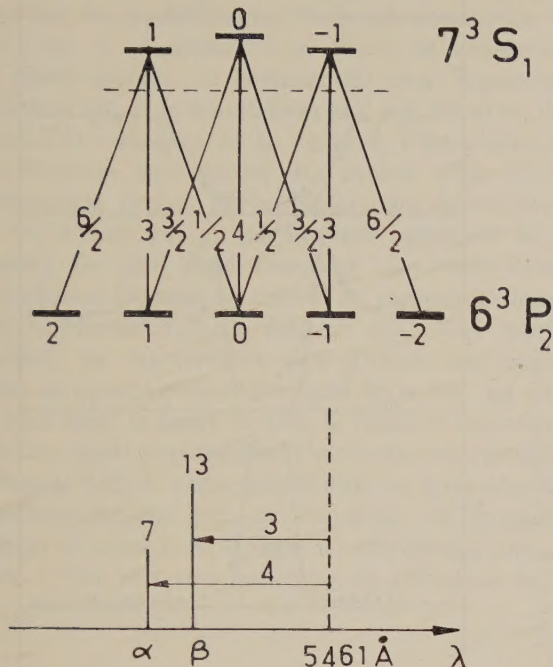


FIG. 3. — Décomposition théorique de la raie Hg 5 461 Å en deux composantes, α et β .

intensité I_0) se décompose en deux raies (α , β) avec les intensités $I_\alpha = \frac{7}{20} I_0$ et $I_\beta = \frac{13}{20} I_0$. Les déplacements sont dans le rapport 4/3. Avec l'équation (7), on trouve qu'ils sont égaux à

$$\begin{aligned} \Delta\lambda_\alpha &= -2,55 \times 10^{-3} f_a P(t) \\ \Delta\lambda_\beta &= -1,92 \times 10^{-3} f_a P(t) \end{aligned} \quad (8)$$

où les $\Delta\lambda_{\alpha,\beta}$ sont en Å ; $P(t)$ est la puissance du laser en MW/cm². Rappelons que f_a est la force d'oscillateur moyenne, en absorption, de la transition $7^3S_1-7^3P_2$.

Il est commode d'exprimer $\Delta\lambda_{\alpha,\beta}$ en fonction du déplacement du « centre de gravité » $\Delta\lambda_c$ de la raie. On a

$$\begin{aligned} \Delta\lambda_\alpha(t) &= 1,2 \Delta\lambda_c(t) \\ \Delta\lambda_\beta(t) &= 0,9 \Delta\lambda_c(t) \end{aligned} \quad (8b)$$

où

$$\begin{aligned} \Delta\lambda_c(t) &= \frac{7 \Delta\lambda_\alpha(t) + 13 \Delta\lambda_\beta(t)}{20} \\ &= -2,14 \times 10^{-3} f_a P(t) \\ &= cP(t). \end{aligned} \quad (9) \quad (9 \text{ bis})$$

La raie 5 461 Å a été étudiée avec une lampe à mercure naturel. Le profil de cette raie est représenté dans la figure 4. L'enregistrement a été obtenu par un balayage de la pression dans l'enceinte du Fabry-Perot en se servant d'un des 12 canaux. La distance

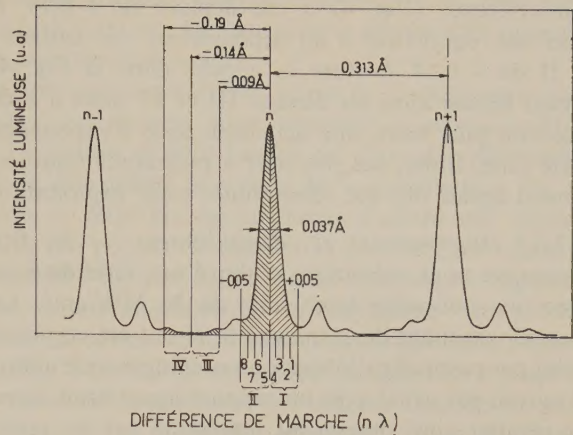


FIG. 4. — Enregistrement du profil de la raie Hg 5 461 Å (mercure naturel) obtenu à l'aide d'un balayage de la pression dans l'enceinte du Fabry-Perot. Disposition des canaux 1-8 à haute résolution spectrale et des canaux I-IV à faible résolution spectrale.

entre les lames était de 4,76 mm, la largeur de chaque canal était de 0,012 4 Å. Le profil consiste en un pic central formé essentiellement par les isotopes pairs, et de plusieurs composantes latérales dues aux isotopes impairs [14].

Dans un premier temps nous avons essayé de faire une étude à haute résolution spectrale. A cette fin, un maximum d'interférence a été placé dans l'intervalle spectral exploré par les huit premiers canaux comme il est indiqué dans la figure 4. Les canaux 1-4 enregistrent la partie « droite » du pic central jusqu'à + 0,05 Å de son maximum ; de même, les canaux 5-8 enregistrent la partie « gauche » jusqu'à - 0,05 Å. Dans ces conditions, le rapport signal/bruit des signaux des photomultiplicateurs était trop faible pour permettre une exploitation sûre. Nous étions donc contraints de sacrifier de la résolution spectrale afin d'augmenter l'étendue des canaux. Ceci a été obtenu en regroupant les canaux 1-4 d'une part et les canaux 5-8 d'autre part, en deux canaux I et II, comme indiqué dans la figure 4 (grâce aux miroirs de renvoi mobiles, appelés M_4 dans la figure 1, qui permettaient d'envoyer la lumière des canaux 1-3 sur le photomultiplicateur 4, et la lumière des canaux 6-8 sur le photomultiplicateur 5). En l'absence d'un déplacement de la raie, les signaux des canaux I et II sont donnés par les surfaces hachurées de la figure 4. On voit que si la raie subit un déplacement inférieur à $\approx 0,03$ Å vers les courtes longueurs d'onde, le signal du canal II augmente, celui du canal I diminue. Pour les déplacements de l'ordre de - 0,15 Å, il serait souhaitable de disposer de deux canaux supplémentaires, III et IV dans la figure 4. Cependant, notre montage ne pourrait pas fournir simultanément l'étendue à tous les canaux I-IV. Nous avons donc procédé de la façon suivante. D'abord, une série de tirs du laser a été faite avec enregistrement des canaux I et II. Puis, en changeant la pression du gaz dans l'enceinte du Fabry-Perot, le système des franges

d'interférence (Fig. 4) a été déplacé de $+0,14 \text{ \AA}$. Ceci est équivalent à un déplacement des canaux I et II de $-0,14 \text{ \AA}$ (vers la gauche dans la Fig. 4). Ayant réalisé ainsi les canaux III et IV dont il a été question plus haut, une deuxième série d'expériences a été faite. Enfin, des tirs laser à puissances rigoureusement égales ont été sélectionnés pour exploitation.

3.6.2 Observations et dépouillement. — A titre d'exemple nous présentons d'abord une série de 5 tirs avec une puissance laser crête de 30 MW/cm^2 . Les 5 oscillogrammes des canaux I et II ont été combinés point par point afin d'obtenir un oscillogramme unique et moyen par canal avec un rapport signal/bruit accru. Le résultat ainsi obtenu est représenté par les points dans la figure 5. On y trouve également la puissance

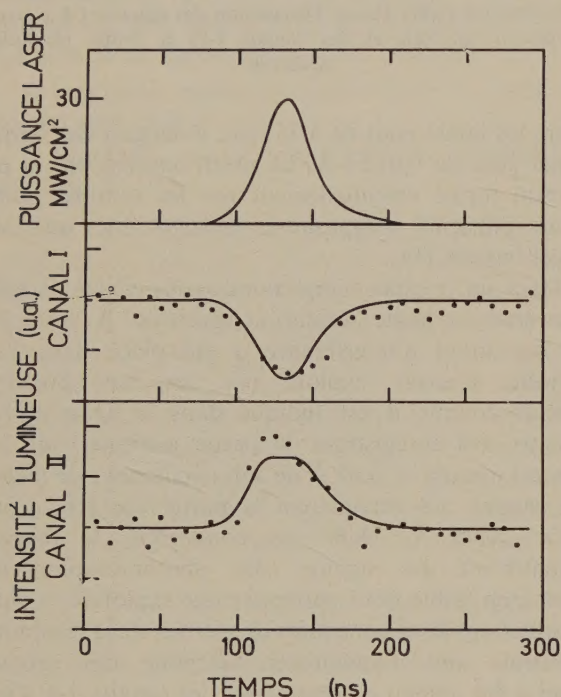


FIG. 5. — Signaux des canaux I et II à faible puissance laser (points : résultats expérimentaux, traits continus : « signaux simulés »).

$P(t)$ du laser. Les courbes en trait plein se réfèrent à une méthode de dépouillement dont il sera question plus loin. Notons, pour l'instant, que l'intensité dans le canal I diminue dès le début de l'émission laser ; par contre l'intensité dans le canal II augmente. Le phénomène inverse se produit lorsque l'émission du laser a dépassé son maximum. Aucune variation notable ne se produit dans les canaux III et IV.

Les enregistrements deviennent plus complexes à une puissance du laser plus élevée, comme on le voit sur la figure 6 (200 MW/cm^2). De nouveau, il s'agit de signaux moyennés sur 5 tirs, et les courbes se réfèrent au dépouillement par la méthode à laquelle nous avons fait allusion ci-dessus. Le signal du canal I est toujours inférieur à sa valeur en l'absence d'émission laser. Par contre, dans le canal II on constate,

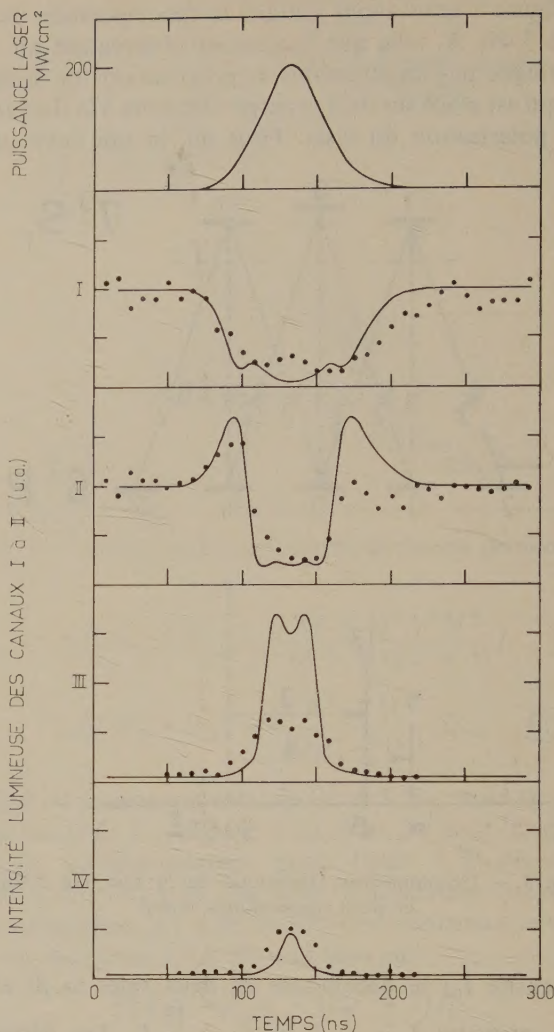


FIG. 6. — Signaux des canaux I-IV à grande puissance laser (points : résultats expérimentaux ; traits continus : « signaux simulés »).

vers $t \approx 90 \text{ ns}$, une augmentation du signal de près de 50 %, due au passage du maximum de la raie dans ce canal. Puis, la puissance du laser croissant toujours, la raie se déplace encore plus loin vers les courtes longueurs d'onde. En conséquence, le signal du canal II diminue, et une intensité appréciable apparaît dans les canaux III et IV. Après le maximum de la puissance laser, vers $t = 130 \text{ ns}$, on s'attend à voir se dérouler les phénomènes inverses, notamment le passage du maximum de la raie dans le canal II à $t \approx 175 \text{ ns}$. Or, il n'en est pas ainsi ; une explication en sera donnée plus loin.

Nous procédons maintenant à la description du dépouillement de ces enregistrements. Notons tout d'abord que les exigences de luminosité n'ont pas permis de pousser le pouvoir de résolution spectrale au point de rendre possible la vérification quantitative du dédoublement de la raie $5461 \text{ \AA}$ prévu par les éq. (8) et du déplacement des deux composantes. Par contre nous nous sommes efforcés de déterminer la force d'oscillateur f_a avec précision.

Notre méthode de dépouillement par signaux

« simulés » sera d'abord exposée dans un cas simple ; puis nous y ajouterons des perfectionnements.

Supposons que la raie 5461 Å ne se dédouble pas comme prévu par les équations (8) et que, de plus, la puissance du laser par unité de surface soit constante dans toute la section de la lampe à mercure qui est visée par le spectromètre. Dans ces conditions, la raie 5461 Å se déplace « en bloc » en conservant son profil naturel. Le déplacement sera donné par l'équation (9). Il se manifestera par une variation des 4 surfaces hachurées de la figure 4, c'est-à-dire par une variation des signaux des canaux I-IV. Notre spectromètre permet de « simuler » un déplacement $\Delta\lambda_c$ de la raie par un changement approprié de la pression du gaz dans l'enceinte du Fabry-Perot. Pour chaque pression on peut alors mesurer les intensités lumineuses $I_I(\Delta\lambda_c)$, $I_{II}(\Delta\lambda_c)$, etc... Ces quatre intensités ne représentent rien d'autre que quatre points de la convolution du profil de la raie, tel qu'il est tracé dans la figure 4, avec la fonction caractéristique du canal explorateur, c'est-à-dire un rectangle de largeur 0,05 Å. Cette convolution est donc obtenue expérimentalement par un balayage de pression, utilisant le canal I ou II. Elle est représentée dans la figure 7 (on voit très nettement la réduction de la

De façon générale, si on connaît $\Delta\lambda_c(t)$, on peut établir $I_I(t)$, $I_{II}(t)$, etc. On peut donc « simuler » les signaux des photomultiplicateurs.

Dans nos expériences, nous ne connaissons pas $\Delta\lambda_c(t)$; par contre, nous mesurons la puissance $P(t)$ de l'équation (9 bis). Le but de notre dépouillement est de déterminer la valeur de la constante c qui y figure. A cette fin, on lui donne d'abord une valeur fictive qui permet de calculer et de tracer les signaux « simulés » $I_I(t)$, ..., $I_{IV}(t)$. On les compare aux signaux des photomultiplicateurs effectivement enregistrés au cours d'une expérience (c'est-à-dire aux points des Fig. 5 et 6). Puis on modifie la valeur de c jusqu'à ce que le meilleur accord soit obtenu. Il va de soi que le choix de la meilleure valeur de c n'est pas sans difficulté. A titre d'exemple nous avons tracé dans les figures 5 et 6 les signaux « simulés » (traits continus) pour $c = -0,67 \times 10^{-3} \text{ Å/MW cm}^{-2}$. Si, en gros, l'accord peut être considéré comme satisfaisant pour les canaux I et II, il n'en est pas de même pour les canaux III et IV de la figure 6. Il est en effet impossible de trouver une valeur unique de c pour ces deux canaux.

Ce phénomène était prévisible, puisque dans cette première étape de dépouillement, nous avons négligé le dédoublement du profil en deux composantes, α , β (éq. (8b)). Pour en tenir compte, il faut écrire :

$$I_I(\Delta\lambda_c) = \frac{7}{20} I(0,025 - 1,2 \Delta\lambda_c) + \frac{13}{20} I(0,025 - 0,9 \Delta\lambda_c)$$

$$I_{II}(\Delta\lambda_c) = \frac{7}{20} I(-0,025 - 1,2 \Delta\lambda_c) + \frac{13}{20} I(-0,025 - 0,9 \Delta\lambda_c), \quad (11)$$

etc.

Avec ce système d'équations (11), l'accord entre signaux simulés et points expérimentaux se trouve nettement amélioré. Il n'est cependant pas parfait. Une des causes principales de ce désaccord est le manque de constance de $P(t)$ sur la section S du faisceau laser. On a une distribution $P(t, x, z)$, où x et z sont deux coordonnées perpendiculaires à la direction de propagation du rayonnement laser. $P(t)$ doit alors être définie comme une puissance moyenne :

$$P(t) = \frac{1}{S} \int_S P(t, x, z) dx dz. \quad (12)$$

Dans ces conditions, le premier terme de droite dans l'équation pour I_I , par exemple, est à remplacer par :

$$\frac{1}{S} \int_S \frac{7}{20} I \left(0,025 - 1,2 \Delta\lambda_c \frac{P(t, x, z)}{P(t)} \right) dx dz. \quad (13)$$

Cependant, la mesure précise de $P(t, x, z)$ pour les lasers de puissance est, à l'heure actuelle, un problème non résolu. Mais on peut facilement se faire une idée

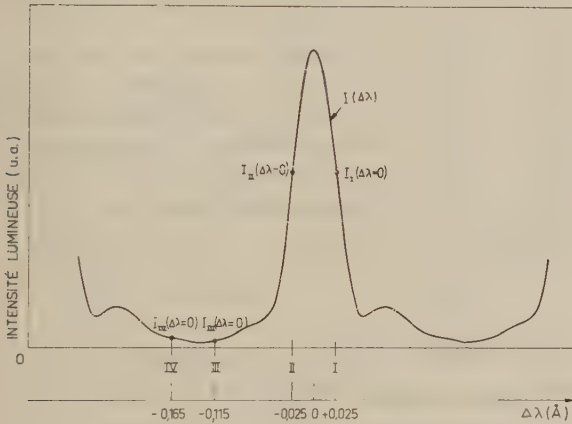


FIG. 7. — Convolution du profil de la figure 4 avec la fonction instrumentale d'un des canaux I-IV. Les points épais représentent les signaux fournis par ces canaux pour un déplacement nul de la raie ($\Delta\lambda = 0$).

résolution spectrale par rapport à la Fig. 4). Appelons-là $I(\Delta\lambda)$. Sur l'axe des $\Delta\lambda$ nous avons marqué la position de chacun des canaux I-IV.

En l'absence d'un rayonnement laser ($\Delta\lambda_c = 0$) on a

$$I_I(0) = I(0,025)$$

$$I_{II}(0) = I(-0,025)$$

$$I_{III}(0) = I(-0,115)$$

$$I_{IV}(0) = I(-0,165).$$

Ces intensités sont marquées dans la figure 7 par des points. Avec un déplacement radiatif on a

$$I_I(\Delta\lambda_c) = I(0,025 - \Delta\lambda_c) \quad (10)$$

$$I_{II}(\Delta\lambda_c) = I(-0,025 - \Delta\lambda_c),$$

etc.

qualitative du défaut d'uniformité en faisant une série de tirs laser sur une cible absorbante (papier photographique Polaroid) avec un jeu d'atténuateurs calibrés. Nous avons constaté que la variation relative de $P(t, x, z)$ d'un point à l'autre est de l'ordre de 2. Dans un nouveau calcul des signaux simulés nous avons tenu compte qualitativement de cette constatation en admettant que $P(t, x, z)$ prend deux valeurs seulement : $1,25 P(t)$ et $0,75 P(t)$; la somme des éléments de surface dS qui reçoivent l'une ou l'autre des deux puissances est $1/2 S$.

Les signaux simulés ainsi calculés ont été comparés de nouveau aux points expérimentaux (Fig. 8). L'accord

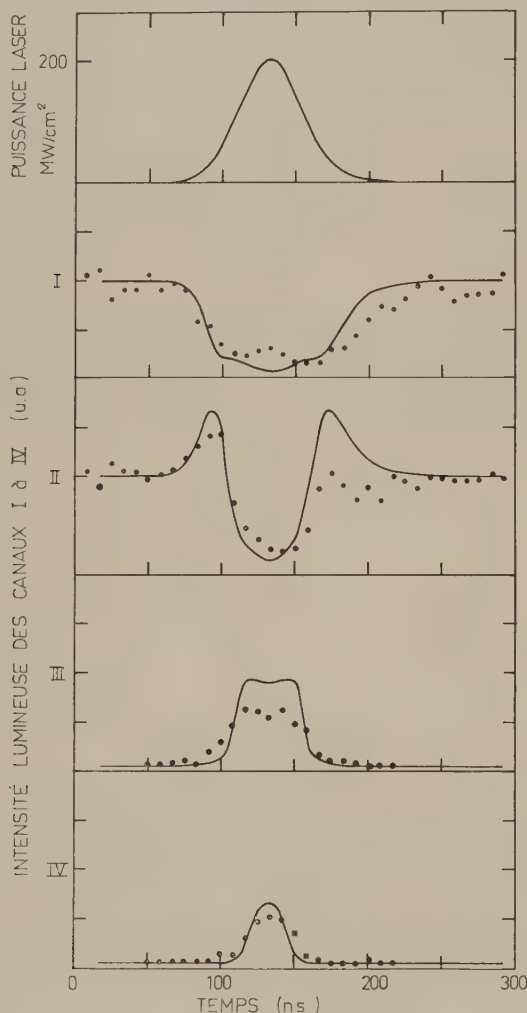


FIG. 8. — Cette figure reprend les résultats expérimentaux de la figure 6, mais les « signaux simulés » sont calculés ici à l'aide des équations (11) et (13).

entre ces grandeurs est amélioré par rapport à la figure 6.

Il est clair que notre approximation de $P(t, x, z)$ par deux plages n'est ni parfaite, ni suffisante. En effet, une approximation par trois plages avec un choix judicieux de leurs surfaces et des valeurs respectives de $P(t, x, z)$ peut donner des résultats meilleurs. Cependant, nous nous sommes aperçus au cours des manipulations de ce genre, que le gain de précision

sur le déplacement du centre de gravité de la raie, et donc de la constante c de l'équation (9 bis) n'est pas appréciable. La précision de c est limitée à environ 10 % principalement à cause du faible rapport signal/bruit de nos enregistrements.

Ajoutons enfin que les signaux des photomultiplieurs I et II sont systématiquement inférieurs aux signaux « simulés » entre $t \approx 150$ ns et $t \approx 250$ ns (Fig. 6 et 8). Ceci indique que l'intensité globale de la raie ne reste pas constante pendant l'émission laser. Ceci pourrait s'expliquer par une ionisation partielle de la vapeur de mercure sous l'effet du rayonnement laser très intense.

Nous avons également fait une série d'expériences avec une puissance crête de 400 MW/cm^2 . Là encore, le meilleur accord entre points expérimentaux et signaux simulés a été obtenu en donnant à la constante c de l'équation (9 bis) la valeur

$$-0,67 \times 10^{-3} \text{ Å/MW cm}^{-2}.$$

En résumé :

1° Le déplacement du centre de gravité de la raie 5461 Å est proportionnel à la puissance d'éclairement, au moins jusqu'à 400 MW/cm^2 .

2° Ce déplacement vaut $-0,67 \times 10^{-3} \text{ Å/MW cm}^{-2}$.

3° Le centre de gravité du niveau 7^3S_1 est déplacé de $+0,28 \times 10^{-6} \text{ eV/MW cm}^{-2}$.

4° La méthode de dépouillement des oscillogrammes par comparaison avec des signaux simulés permet de tenir compte de facteurs physiques (démultiplication d'un niveau due à la levée de la dégénérescence M) et instrumentaux (profil naturel de la raie, fonction instrumentale du spectromètre, manque de constance spatiale de la puissance du laser) d'une expérience.

3.7. — ETUDE DE LA RAIE 4358 Å [5]. 3.7.1 *Décomposition de la raie et méthode de mesure.* — La décomposition de la raie 4358 Å est indiquée dans la figure 9. On a de nouveau deux composantes (α, β) avec les intensités $I_\alpha = \frac{1}{4} I_0$ et $I_\beta = \frac{3}{4} I_0$, où I_0 est l'intensité totale de la raie. Les déplacements s'écrivent :

$$\begin{aligned} \Delta\lambda_\alpha(t) &= -1,62 \times 10^{-3} f_a P(t) \\ \Delta\lambda_\beta(t) &= -1,22 \times 10^{-3} f_a P(t) \end{aligned} \quad (14)$$

ou

$$\begin{aligned} \Delta\lambda_\alpha(t) &= 1,23 \Delta\lambda_c(t) \\ \Delta\lambda_\beta(t) &= 0,924 \Delta\lambda_c(t) \end{aligned} \quad (15)$$

avec un déplacement du centre de gravité, $\Delta\lambda_c(t)$, donné par

$$\begin{aligned} \Delta\lambda_c(t) &= -1,32 \times 10^{-3} f_a P(t) \\ &= cP(t). \end{aligned} \quad \begin{matrix} (16) \\ (16 \text{ bis}) \end{matrix}$$

Pour étudier cette raie nous aurions pu utiliser la méthode décrite dans le § 3.6. Cependant nous avons préféré faire fonctionner le laser dans le régime « impulsion courte » (§ 3.4) et, en conséquence, développer une nouvelle méthode de dépouillement. La raison en est la suivante. Une extension intéressante

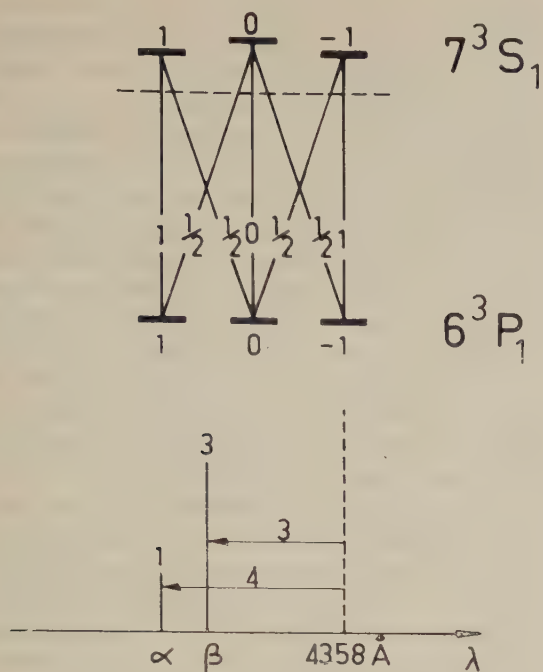


FIG. 9. — Décomposition théorique de la raie Hg 4358 Å en deux composantes, α et β .

de nos expériences est une étude à très grande puissance d'éclairement. Or, les matériaux optiques ne peuvent résister à un éclairement supérieur à 10 J/cm² environ. Les expériences à forte puissance ne peuvent donc être effectuées qu'avec des impulsions courtes.

L'impulsion la plus courte qu'on puisse obtenir avec notre obturateur à effet Pockels a une durée de 1,3 ns à mi-hauteur, c'est-à-dire sensiblement plus courte que le temps de résolution de nos photomultiplicateurs (3 ns). Malgré l'effet d'intégration des détecteurs, on peut déterminer la valeur de la constante c dans l'éq. (16 bis).

Pour cette étude, nous avons pu disposer d'une lampe à mercure isotopique (Hg 198 ; degré d'enrichissement > 94 %). La figure 10 représente un enre-

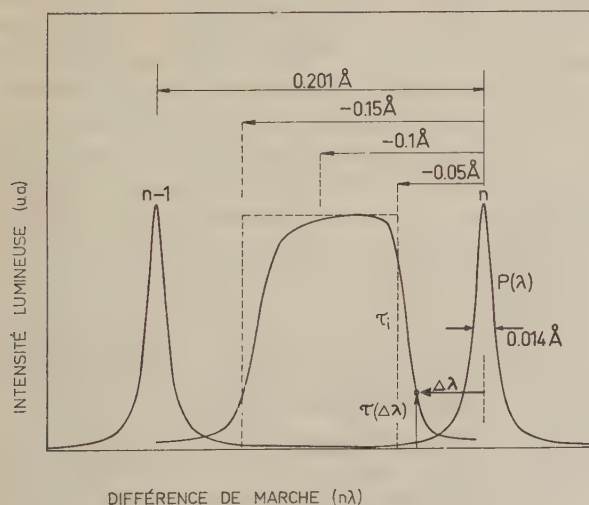


FIG. 10. — Profil $P(\lambda)$ de la raie Hg 4358 Å (mercure isotopique) et signal $\tau(\Delta\lambda)$ du canal explorateur unique.

gistement de son profil $P(\lambda)$ obtenu par balayage de la pression dans l'enceinte du Fabry-Perot (la largeur du canal explorateur était $\approx 0,004$ Å). Fonction instrumentale comprise, la raie accuse une largeur de 0,014 Å à mi-hauteur.

Pour les expériences de déplacement, nous avons utilisé un seul canal explorateur, de largeur 0,1 Å, qui mesure l'intensité dans l'intervalle allant de $-0,05$ à $-0,15$ Å. Sa fonction de transmission idéale, c'est-à-dire en l'absence de tout défaut instrumental et pour une finesse infinie du Fabry-Perot, est le rectangle τ_i (Fig. 10). La fonction réelle, $\tau(\Delta\lambda)$, est l'intensité enregistrée par le canal explorateur unique, lorsque le profil $P(\lambda)$ de la raie se déplace de $\Delta\lambda$. Elle est obtenue simplement par un balayage de la pression. L'aspect de cette fonction suggère de conduire les expériences de la façon suivante. On commence avec une puissance crête du laser qui produit un déplacement très inférieur à 0,05 Å. On vérifie que le signal du photomultiplicateur n'accuse pas d'augmentation par rapport à sa valeur stationnaire. Puis on augmente la puissance crête $\hat{P}$, ce qui fait entrer la raie dans le canal explorateur. On obtient alors un signal notable. A cause de l'effet d'intégration du détecteur, l'amplitude I du signal qu'il fournit est une fonction de $c \cdot \hat{P}$, où c est la constante de l'éq. (16 bis). On peut donc l'extraire de la fonction expérimentale $I(\hat{P})$.

3.7.2 Observation et dépouillement. — Nous avons fait une série de 40 tirs, augmentant progressivement $\hat{P}$ de 50 à 400 MW/cm². Comme prévu, le signal du photomultiplicateur avait toujours la forme d'une impulsion à photon unique, mais son amplitude I croissait avec $\hat{P}$. Les résultats de l'expérience sont représentés par les points de la figure 11. On voit qu'à $\hat{P} \approx 100$ MW/cm² la raie entre partiellement dans l'intervalle spectral exploré ; puis, pour $\hat{P} \approx 200$ MW/cm²,

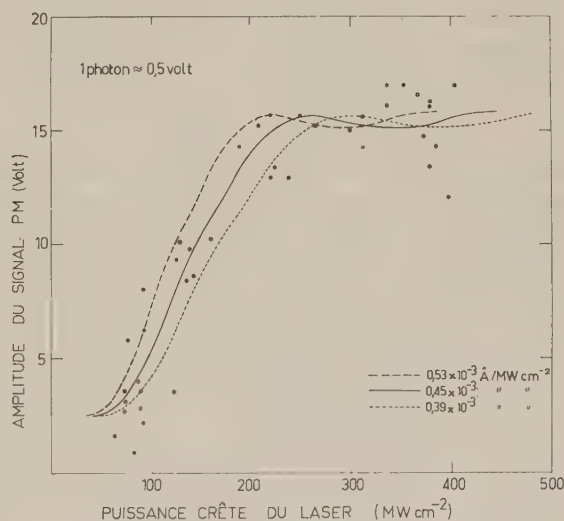


FIG. 11. — Amplitude du signal du canal explorateur unique en fonction de la puissance crête du laser (points : résultats expérimentaux ; traits : calcul à l'aide de l'éq. (17) pour trois valeurs du paramètre c).

un plateau est atteint. Les fluctuations de I d'un tir à l'autre avec la même puissance $\hat{P}$ s'expliquent par le bruit photonique.

Pour interpréter quantitativement cette expérience admettons d'abord, comme dans le § 3.6.2, que la raie se déplace « en bloc » selon l'éq. (16 bis). On a

$$I(c\hat{P}) = \int \tau(\Delta\lambda_c) dt$$

où l'intégrale s'étend sur la durée de l'émission laser. Pour tenir compte du dédoublement de la raie en deux composantes, α et β , avec le rapport des intensités $I_\alpha/I_\beta = 1/3$ et les déplacements $\Delta\lambda_\alpha$ et $\Delta\lambda_\beta$ donnés par l'éq. (15), on écrit par analogie avec l'éq. (11) du § 3.6.2 :

$$I(c\hat{P}) = \int \left[\frac{1}{4} \tau(1,23 \Delta\lambda_c) + \frac{3}{4} \tau(0,924 \Delta\lambda_c) \right] dt.$$

Enfin, si la distribution de l'éclairement, $P(t, x, z)$, n'est pas homogène mais définie comme au § 3.6.2, il faut écrire

$$I(c\hat{P}) = \int \left[\frac{1}{8} \tau(1,25 \times 1,23 \Delta\lambda_c) + \frac{1}{8} \tau(0,75 \times 1,23 \Delta\lambda_c) + \frac{3}{8} \tau(1,25 \times 0,924 \Delta\lambda_c) + \frac{3}{8} \tau(0,75 \times 0,924 \Delta\lambda_c) \right] dt. \quad (17)$$

Utilisant cette dernière expression nous avons calculé $I(c\hat{P})$ en fonction de $\hat{P}$ pour trois valeurs du paramètre c (pour l'intégration, la courbe $P(t)$ a été remplacée par un polygone à 72 points). Le résultat de ce calcul est donné par les trois courbes de la figure 11. Si les points expérimentaux du plateau (entre 250 et 400 MW/cm²) sont décrits aussi bien par l'une ou l'autre des trois courbes, c'est la courbe en trait continu, calculée avec

$$c = -0,45 \times 10^{-3} \text{ Å/MWcm}^{-2},$$

qui, de plus, épouse le mieux les points de la montée (entre 100 et 250 MW/cm²). Nous retenons donc cette valeur. D'après les deux courbes extrêmes on peut estimer l'erreur de c à $\pm 15\%$ environ.

Les résultats des expériences avec la raie 4 358 Å peuvent être résumés ainsi :

1° Le centre de gravité de la raie 4 358 Å est déplacé de $-0,45 \times 10^{-3} \text{ Å/MWcm}^{-2}$.

2° Le centre de gravité du niveau 7^3S_1 est déplacé de $+0,29 \times 10^{-6} \text{ eV/MWcm}^{-2}$.

3° Les expériences à « canal unique » et la méthode de dépouillement associée semblent efficaces.

3.8 SYNTHÈSE DES RÉSULTATS ET PROJETS. — 1° En ce qui concerne le déplacement du niveau 7^3S_1 les mesures avec les deux raies (5 461 et 4 358 Å) donnent des

résultats très voisins ($0,28$ et $0,29 \times 10^{-6} \text{ eV/MWcm}^{-2}$). Ceci est une justification expérimentale « a posteriori » de l'hypothèse faite au début du § 3.5, à savoir que les « niveaux d'observation » 6^3P_2 et 6^3P_1 ne sont pratiquement pas perturbés. Une justification rigoureuse de cette hypothèse exige l'étude d'autres raies couplées avec 7^3S_1 , 6^3P_2 ou 6^3P_1 . Un tel contrôle représente un travail considérable. Nous notons cependant que l'utilisation d'un laser à fréquence accordable près de la transition 7^3S_1 - 7^3P_2 rendrait ce contrôle pratiquement superflu. D'autre part, la méthode de dépouillement du § 3.6 nous paraît plus précise que celle du § 3.7. Nous retenons donc pour le déplacement du centre de gravité du niveau 7^3S_1 la valeur de $+0,28 \times 10^{-6} \text{ eV/MWcm}^{-2}$. D'après ce qui a été dit dans le texte, l'erreur serait de l'ordre de $\pm 15\%$.

2° Introduisant cette valeur dans l'éq. (7) on obtient la force d'oscillateur moyenne (en absorption) de la transition 7^3S_1 - 7^3P_2 : $f_a = 0,32$. L'erreur *purement expérimentale* (erreur sur la constante c des éq. (9 bis) et (16 bis)) est également $\pm 15\%$. Cependant les approximations que nous avons faites (principalement le passage de l'éq. (5) à l'éq. (7)) ont aussi introduit une erreur *systématique*. En effet, l'Appendice montre que la valeur de f_a qu'on vient de donner doit probablement être réduite de 20 %. Notons enfin que l'approximation coulombienne [15] fournit la valeur 0,63 pour f_a .

3° La présente méthode de mesure des forces d'oscillateur paraît intéressante à plusieurs égards. En effet, elle donne des valeurs *absolues* et elle est applicable à n'importe quelle transition. Elle est exempte des défauts des méthodes habituelles [15]. Par contre, elle exige une bonne résolution spectrale et temporelle. De plus, un laser de puissance travaillant à une fréquence voisine de celle de la transition à étudier est indispensable afin de pouvoir simplifier l'éq. (5). Ce problème est résolu par les lasers de puissance à fréquence accordable. Il peut paraître aussi, que le dédoublement des raies dû à la levée partielle de la dégénérescence M est une complication pour la méthode. Cependant, on peut parfois éviter ce dédoublement, par exemple en observant la transition 7^3S_1 - 6^3P_0 dans la direction de polarisation du laser, ou en étudiant les transitions $2^2P_{1/2}$ - $2^2S_{1/2}$ des alcalins dans une direction quelconque.

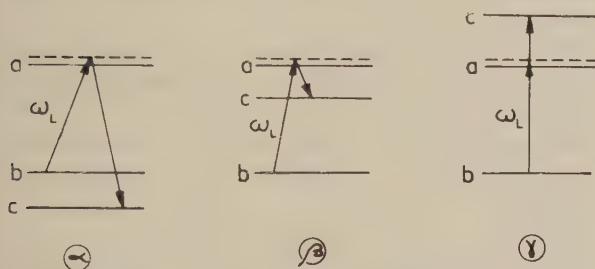
4° Une extension très intéressante des expériences décrites ci-dessus serait l'utilisation de puissances d'éclairement nettement plus élevées. En effet, au foyer d'un laser déclenché on peut aisément obtenir un éclairement de 10^6 MW/cm^2 . La valeur du champ électrique correspondant, $2 \times 10^7 \text{ V/cm}$, est au-delà de ce qu'on peut atteindre en champ statique. En pratique, pour une question d'étendue, la source lumineuse à étudier doit avoir un volume de l'ordre du cm³. Seule la technique des lasers à « phases bloquées » [16] permet d'obtenir sur une surface de l'ordre du cm² une puissance d'éclairement atteignant 10^6 MW/cm^2 . A cette fin, une impulsion unique, dont la durée est généralement comprise entre 2 et 10 ps, doit être amplifiée à

quelques Joules. Vu la brièveté de l'émission laser, la méthode spectroscopique du § 3.7 est donc tout à fait adaptée. Notons qu'une résolution temporelle de l'ordre de la picoseconde peut être obtenue avec un obturateur basé sur l'effet Kerr optique [17], [18].

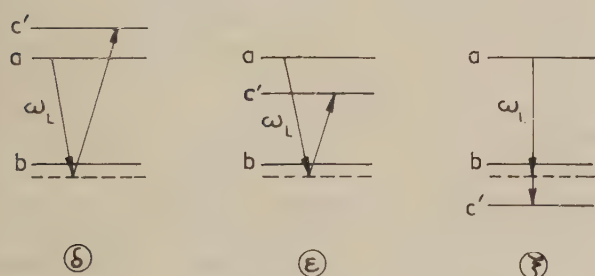
Concrètement, nous nous proposons de répéter nos expériences avec un laser à modes bloqués déjà en service dans notre laboratoire (0,5 J ; 6×10^{-12} s ; surface utile 0,5 cm²). Le déplacement maximum des raies du mercure serait alors de l'ordre de 100 Å.

4. Effet Raman [6]. 4.1 TRANSITIONS A DEUX PHOTONS. — Nous revenons aux transitions à deux photons des équations (3a, b). La raie ω_{a2} est observable, si le « niveau d'observation », c , a la parité du niveau b . Levant maintenant la restriction $E_c < E_b$, qui correspond à notre situation expérimentale, on peut distinguer trois types de transitions (Fig. 12a) :

- α) la transition Raman anti-Stokes ;
- β) la transition Raman-Stokes ;
- γ) l'excitation à deux photons.



a)



b)

FIG. 12a, b. — Les différents types de transitions à deux photons entre les niveaux atomiques a, b, c, c' (en traits pleins). Les traits pointillés représentent les niveaux virtuels.

Si par contre, la parité du niveau d'observation, appelé maintenant c' , est celle du niveau a , on peut observer les trois transitions ω_{b2} (Fig. 12b) :

- δ) l'absorption stimulée ou effet Raman inverse (anti-Stokes) ;
- ϵ) l'absorption stimulée ou effet Raman inverse (Stokes) ;
- ζ) désexcitation à deux photons.

Tous les six processus de la figure 12 peuvent être résonnants ou non résonnants. La résonance est caractérisée par $|\omega_{ab} - \omega_L| \approx \gamma_{ab}$ où γ_{ab} est la largeur de la raie ω_{ab} . Dans cette condition, les sections efficaces sont importantes, permettant une mise en évidence relativement facile des processus résonnants. Ainsi, sur les atomes libres, on a pu observer les processus résonnants α [19] ; β [20] ; γ [21, 22] et ζ [23].

Un processus non résonnant est caractérisé par $|\omega_{ab} - \omega_L| \gg \gamma_{ab}$. Cette relation signifie que le niveau virtuel du système « atome + rayonnement » (en pointillé dans la Fig. 12) se trouve loin de tout niveau réel de l'atome non perturbé (niveau a pour les processus α, β, γ ; niveau b pour les processus δ, ϵ, ζ). Les processus non résonnants ont des sections efficaces extrêmement faibles qui, dans des cas favorables, sont comprises entre 10^{-25} et 10^{-23} cm²/sr [24], [25]. Leur mise en évidence est récente. Ainsi, on a pu observer une transition Raman non résonnante dans un solide [26]. Par contre, les atomes libres n'avaient fait l'objet d'aucune étude. L'intérêt fondamental de l'effet Raman en spectroscopie moléculaire nous a conduit à étudier sa version atomique non résonnante. Pendant la rédaction de notre première publication sur le sujet [6] nous avons eu connaissance d'une étude sur la désexcitation à deux photons [27], suivie d'une autre sur l'effet Raman [28].

Dans ce qui suit, nous exposons notre étude, qui se distingue des Réf. [27] et [28] par un dispositif expérimental différent et par le fait, que tous les trois niveaux a, b, c sont des niveaux excités.

4.2 CHOIX DU DISPOSITIF EXPÉRIMENTAL. — Dans le choix du dispositif expérimental nous nous sommes laissés guider par le fait que la section efficace d'un processus non résonnant est extrêmement faible. Pour démontrer l'effet Raman non résonnant, on a donc intérêt à choisir une transition atomique $b \rightarrow c$ (Fig. 12a) et une fréquence ω_L de telle façon que la raie Raman tombe dans une région du spectre où on dispose de monochromateurs efficaces (étendue, transmission) et de détecteurs sensibles, donc de préférence entre 3 500 et 5 000 Å.

Nous avons encore utilisé le système triplet du mercure, en remplaçant toutefois le rayonnement du laser à verre-Nd par son deuxième harmonique ($\approx 5\,289$ Å). Le choix de cette longueur d'onde permet d'étudier, dans l'atome du mercure, une transition Raman entre deux niveaux excités, le niveau initial étant métastable ; dans ces conditions la raie Raman a une longueur d'onde très commode : $\approx 4\,250$ Å. Cette transition est représentée dans la figure 13. La différence d'énergie entre le niveau $7\,^3S_1$ et le niveau virtuel obtenu par l'absorption d'un photon à partir du niveau $6\,^3P_2$, est 0,072 eV ou 580 cm⁻¹. Cette valeur est grande par rapport à la largeur de la transition $7\,^3S_1$ - $6\,^3P_2$, qui est inférieure à 0,1 cm⁻¹ (cette valeur correspond à la largeur pour un seul isotope, donnée dans le tableau I).

Le montage expérimental est représenté sur la

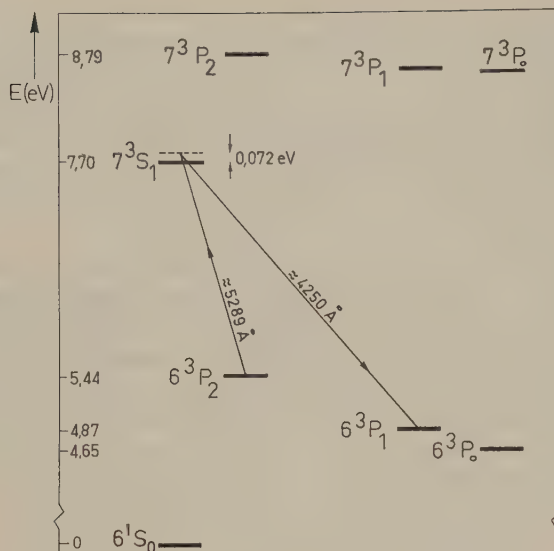


FIG. 13. — Transition Raman anti-Stokes observée dans l'atome de mercure.

figure 14. Il se compose d'une lampe à mercure semblable à celle décrite dans le § 3.2, et de l'équipement spectroscopique pour l'isolement et la détection de la raie Raman.

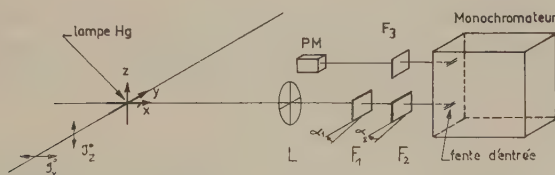


FIG. 14. — Dispositif pour l'étude de l'effet Raman.

Pour la lampe à mercure, nous utilisons ici une cellule cubique avec cinq faces (20×20 mm) de qualité optique. Elle contient 15 mg de mercure naturel. Nous avons renoncé à y ajouter de l'argon (ce qui est fait d'habitude afin de faciliter l'allumage de la lampe), cet atome ayant une raie ($4\,251,2$ Å) à proximité de la raie Raman cherchée. L'observation de la cellule se fait dans la direction x , perpendiculaire à la direction de propagation, y , du rayonnement incident. Cette géométrie a été choisie parce qu'elle permet (par opposition à une observation dans la direction y , comme dans la Fig. 1) de protéger le monochromateur contre l'émission éventuelle des deux faces de la cellule traversées par le faisceau laser (fluorescence, diffusion, rayonnement des atomes arrachés de la surface).

Le rayonnement primaire est obtenu par le dédoublement de fréquence du rayonnement du laser décrit dans le § 3.4. On a utilisé l'impulsion standard (40 ns, 4 J). Le faisceau passe par un cristal de KDP, suivi d'un filtre pour le deuxième harmonique (sa transmission à la longueur d'onde du fondamental, $10\,580$ Å, est de $0,2 \times 10^{-4}$). Un télescope réduit ensuite la section du faisceau à 8 mm^2 . L'énergie d'une impulsion,

au niveau de la cellule à mercure, est de $0,2$ J. Le spectre du faisceau harmonique avait été étudié préalablement avec un spectrographe REOSC ; nous avons alors obtenu $5\,289 \pm 1$ Å pour la longueur d'onde centrale et 5 Å environ pour sa largeur à mi-hauteur. Ces chiffres sont donnés à titre indicatif. En effet, il faut s'attendre à ce que les valeurs précises dépendent de l'orientation fine du cristal doubleur par rapport à la direction de propagation du rayonnement incident, ainsi que de la puissance de celui-ci.

La polarisation du deuxième harmonique est rectiligne à 100 % et peut être rendue parallèle à l'axe x ou bien à l'axe z (I_x^0 et I_z^0 dans la Fig. 14).

La lentille L (focale 27 cm, diamètre 7,5 cm) produit une image agrandie (1,6 fois) de la cellule sur la face d'entrée du monochromateur M . La fente d'entrée de ce dernier (largeur 0,6 mm) est parallèle à y et est totalement couverte par l'image de la partie de la cellule qui est exposée au rayonnement primaire. Un diaphragme, limitant la hauteur utile de la fente à 21 mm, a été disposé avec soin afin d'écarter les photons émis près des deux faces de la cellule exposées au rayonnement primaire.

Dans ces conditions, la partie de la cellule qui est visée par le monochromateur a un volume de 17 mm^3 . Pour une impulsion de $0,2\text{ J}$, 10^{17} photons traversent ce volume. L'angle solide utile, sous-tendu par le dispositif spectroscopique pour les photons Raman, est de $0,023\text{ sr}$.

Le facteur de filtrage du monochromateur seul ne permet pas de réduire suffisamment la probabilité de détecter des photons parasites (diffusion Rayleigh du rayonnement primaire, raies du mercure). Nous avons donc ajouté 3 filtres interférentiels (F_1 , F_2 , F_3). F_1 et F_2 sont des filtres à bande étroite (largeurs à mi-hauteur : 10 Å et 100 Å respectivement) avec un maximum de transmission à $4\,358$ Å sous incidence normale. Ils ont subi une rotation autour de l'axe z (voir les angles α_1 et α_2 dans la Fig. 14) afin de déplacer ce maximum vers $4\,250$ Å. Le filtre F_3 , du type passe-bas, rejette tout photon tel que $\lambda > 4\,500$ Å. Nous avons mesuré la transmission globale de la chaîne de détection ainsi constituée. Dans l'intervalle compris entre $4\,240$ Å et $4\,260$ Å que nous avons exploré pour détecter et localiser la raie Raman, la transmission pour une polarisation parallèle à y est $\tau_y = 0,026$; pour une polarisation parallèle à z on a $\tau_z = 0,0074$ (ces valeurs peuvent être affectées d'une erreur systématique de l'ordre de 30 % ; par contre, le rapport τ_y/τ_z , important pour les mesures de polarisation, vaut exactement 3,5). Lorsque le monochromateur est réglé sur une longueur d'onde comprise entre $4\,240$ Å et $4\,260$ Å, la transmission de la chaîne pour la raie du mercure la plus proche ($4\,358$ Å) vaut 10^{-7} environ. Pour le rayonnement primaire ($5\,289$ Å), diffusé dans la direction du monochromateur, la transmission vaut 10^{-17} . Ce dernier chiffre, qui est le produit des transmissions individuelles des trois filtres et du monochromateur indique clairement qu'une diffusion, même

importante, du rayonnement primaire (10^{17} photons) ne générerait pas nos mesures.

Le rendement quantique du photomultiplicateur (type 56 DVP ; RTC, la Radiotechnique) vaut 20 % autour de 4 250 Å.

L'échelle des longueurs d'onde du monochromateur a été étalonnée avec soin à l'aide des cinq raies d'une lampe à argon entre 4 200 et 4 270 Å. Enfin la raie 4 358 Å d'une lampe à mercure isotopique a été utilisée pour mesurer le profil instrumental du monochromateur : pour une largeur des fentes de 0,6 mm, il est triangulaire, avec une largeur à mi-hauteur de 5,9 Å.

4.3 DÉTECTION ET IDENTIFICATION D'UNE RAIE RAMAN. — Avec le dispositif qu'on vient de décrire, nous avons d'abord vérifié l'existence d'une raie d'émission autour de 4 250 Å. Son intensité s'est révélée très faible. Par exemple, pour une polarisation horizontale du rayonnement primaire (I_x^0) et 10^{17} photons traversant le volume « vu » par le monochromateur, on détecte à peu près 70 photons dans l'intervalle compris entre 4 240 et 4 260 Å. Utilisant ensuite l'autre direction de polarisation du rayonnement primaire (I_z^0), nous avons constaté que la raie secondaire est *dépolarisée* (voir la remarque à la fin de ce paragraphe). Ce dernier fait nous a permis de revenir, pour la mesure de la longueur d'onde de la raie, à la polarisation I_z^0 , plus commode à réaliser avec notre laser.

Pour cette mesure de longueur d'onde, la résolution du monochromateur était 5,9 Å. Nous avons fait dix séries de 5 tirs laser, le monochromateur étant successivement réglé sur 4 240,6 Å ; 4 245,3 Å ; 4 250,0 Å ; 4 254,7 Å et 4 259,4 Å. Les signaux des photomultiplicateurs ont été enregistrés à l'aide d'un oscillographe et exploités de la façon suivante. Sur les longueurs d'onde de 4 240,6 Å et 4 259,4 Å, les traces d'oscillographe présentaient des pics isolés et brefs, caractéristiques de photo-électrons uniques : nous avons simplement compté ces pics (entre 0 et 2 par tir laser). Pour les autres longueurs d'onde, nous avons mesuré la surface comprise entre le signal et sa ligne de base et nous avons divisé cette surface par celle qui correspond au signal d'un photoélectron unique. Les nombres moyens de photons enregistrés et leurs déviations quadratiques moyennes (entre parenthèses) aux différentes longueurs d'onde sont, dans l'ordre donné plus haut : 1,5 (0,2) ; 14,6 (2,0) ; 44,8 (3,3) ; 13,0 (1,3) et 1,1 (0,3). Cette distribution a un maximum très net autour de 4 250 Å (Fig. 15). Etant donné le petit nombre de points mesurés, on ne peut appliquer une méthode de déconvolution, afin de déterminer avec précision la longueur d'onde centrale et le profil de la raie Raman. Cependant, en traçant une courbe Gaussienne par les trois points principaux (largeur à mi-hauteur 7,2 Å) on obtient des valeurs indicatives : 4 249,8 Å $\pm$ 0,5 Å pour la longueur d'onde centrale et 3 à 4 Å pour la largeur à mi-hauteur.

Si cette raie est bien une raie Raman, elle doit disparaître lorsqu'on change radicalement la longueur

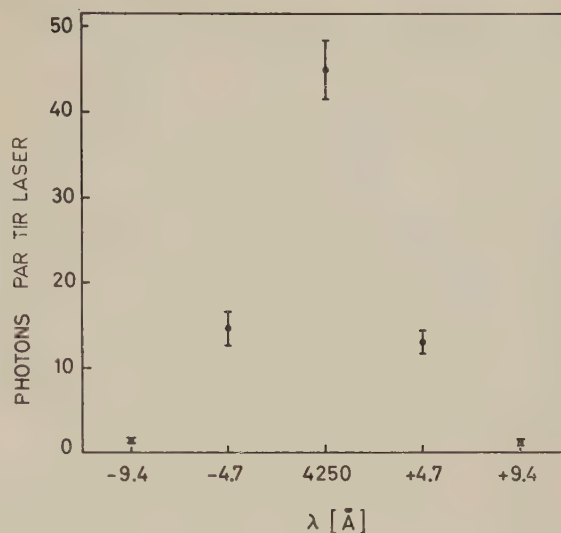


FIG. 15. — Nombre de photons comptés par tir laser, en fonction du réglage du spectromètre.

d'onde du rayonnement primaire. C'est pour effectuer ce contrôle que nous avons répété nos expériences sans le cristal doubleur, en envoyant des impulsions de 0,3 J sur la lampe à mercure : aucun photon n'a été détecté à 4 250 Å dans une série de cinq tirs laser.

Note. — En spectroscopie moléculaire le « facteur de dépolarisation » d'une raie joue un rôle important dans l'identification de la transition Raman qui est à son origine. Ce facteur est défini par le rapport $\rho = I_{\perp}/I_{\parallel}$ des composantes de la raie, de polarisations respectivement perpendiculaire et parallèle à la polarisation du rayonnement incident (observation à 90° par rapport à la direction de polarisation de ce dernier). Nous avons observé $\rho \approx 1$, alors que la théorie de l'effet Raman [29] donne la valeur 7/6 pour la transition $6^3P_2 \rightarrow 6^3P_1$.

5. Conclusion. — La première partie de cet article était consacrée à l'étude du déplacement des niveaux d'un atome soumis au rayonnement non résonnant d'un laser de puissance. Sur l'exemple de l'atome de mercure, exposé au rayonnement à 10 580 Å d'un laser au verre Nd nous avons montré comment on peut étudier les déplacements faibles et brefs des raies d'émission. Le dispositif expérimental consiste en une lampe à mercure à hautes performances (brillance et finesse des raies) et en un spectromètre Fabry-Perot multicanal. Nous avons étudié les raies 5 461 Å et 4 358 Å. Le centre de gravité de leur niveau commun (niveau supérieur), 7^3S_1 , subit un déplacement, qui est proportionnel à la puissance laser jusqu'à 400 MW/cm² au moins, et qui vaut $+0,28 \cdot 10^{-6}$ eV/MWcm⁻² ($\pm 15\%$). La transition principalement perturbée par l'interaction de l'atome avec le rayonnement est la transition $7^3S_1-7^3P_2$ (11 287 Å).

Sur ces mesures de déplacement des niveaux est basée une nouvelle méthode de mesure des forces d'oscilla-

teur. Pour la transition qu'on vient de citer, on obtient $f_a = 0,32 (\pm 15 \%)$. Cette valeur est probablement surestimée de 20 % à cause de « l'approximation à trois niveaux ». Les lasers à fréquence accordable permettent l'élimination de cette source d'erreur.

Dans la deuxième partie nous avons mis en évidence l'existence de l'effet Raman atomique non résonnant, toujours sur l'atome de mercure, exposé cette fois au deuxième harmonique (5 289 Å) de l'émission du même laser. Dans le spectre du mercure, une raie extrêmement faible, vers 4 250 Å, a été détectée qui est attribuée à une transition Raman anti-Stokes entre les niveaux excités 6^3P_2 et 6^3P_1 . Cette raie est dépolarisée, conformément à la théorie.

En conclusion, nous avons démontré les deux effets principaux d'un rayonnement non résonnant sur un atome. Une extension très intéressante de ce travail est possible grâce aux lasers d'avant-garde (lasers à phases bloquées et à fréquence variable). Ils permettent d'étudier des perturbations ultra-brèves (10^{-12} s), dont le champ électrique peut atteindre une valeur voisine de celle du champ intra-atomique. Accordé à la résonance avec une transition atomique, un tel rayonnement permettra d'étudier, dans le spectre visible, des phénomènes observés seulement dans le domaine hertzien [3], notamment des effets liés aux ordres supérieurs de la perturbation [1, 2].

Remerciements. — Je remercie R. Papoular de m'avoir signalé ce sujet de recherche et de m'avoir soutenu par une étroite collaboration. Ses conseils et ses suggestions au cours de nombreuses discussions m'ont été des plus utiles. Je suis également redevable à J. Oxenius de discussions au sujet du § 4. Mes remerciements vont enfin à M. Baronnet, du Laboratoire Aimé Cotton, pour la fabrication soignée des cellules de mercure, et à R. Goavec pour son assistance technique efficace.

Appendice. — Justification des simplifications du § 3.5.

Nous avons introduit les hypothèses suivantes :

1) Le déplacement des trois sous-niveaux du niveau 7^3S_1 est bien plus grand que celui des niveaux $6^3P_{2,1,0}$ qui peuvent donc servir de « niveaux d'observation ».

2) Il résulte essentiellement de l'interaction 7^3S_1 - 7^3P_2 (passage de l'éq. (5) à l'éq. (7)), les transitions 7^3S_1 - $7^3P_{1,0}$ jouant un rôle moindre.

Nous allons contrôler ici ces hypothèses par des calculs. Dans ce but, nous commençons par décrire un modèle simple de l'atome de mercure. Le nombre de niveaux y est fini. Les forces d'oscillateur des transitions ont soit des valeurs expérimentales, soit des valeurs théoriques. Ces dernières sont calculées dans l'approximation coulombienne (« AC ») ou au moyen de la règle de somme de Thomas-Reiche-Kuhn (« TRK »); voir [15]. Dans une deuxième étape nous calculons les déplacements théoriques des niveaux 7^3S_1 , 6^3P_2 , 6^3P_1 , 6^3P_0 . Enfin nous estimons l'erreur probable sur la

force d'oscillateur expérimentale de la transition 7^3S_1 - 7^3P_2 .

a) MODÈLE SIMPLE DE L'ATOME DE MERCURE. — Le schéma partiel de la figure 2 ne contient que les niveaux les plus importants. Cependant, chacun de ces niveaux est encore couplé avec beaucoup d'autres, et également avec le continu. Nous ajoutons, au schéma initial, deux groupes de niveaux :

1) Tous les niveaux couplés aux niveaux $6^3P_{2,1,0}$ par des forces d'oscillateur mesurées. Il s'agit de 6^1S_0 ; 6^1D_2 ; $6^3D_{3,2,1}$.

2) Des niveaux, appelés C, qui tiennent compte de l'action du continu et de tous les niveaux situés à proximité de la limite d'ionisation. Aux niveaux C nous donnons donc l'énergie d'ionisation. Les forces d'oscillateur des transitions qui les couplent aux autres niveaux de notre modèle se calculent avec la règle de somme de Thomas-Reiche-Kuhn [15].

La liste ci-dessous donne les transitions de notre modèle, leurs longueurs d'onde, ainsi que leurs forces d'oscillateur moyennes en absorption avec, dans la dernière colonne, l'origine de ces valeurs (TRK = Thomas-Reiche-Kuhn, AC = approximation coulombienne).

6^1S_0	— 6^3P_1	$\lambda = 2\,537\text{ Å}$	$f_a = 0,024$	[30]
6^3P_2	— 7^3S_1	5 461	0,14	[31]
	— 6^1D_2	3 663	0,028	—
	— $6^3D_{3,2,1}$	$\approx 3\,660$	0,39	—
	— C	2 570	0,44	TRK
6^3P_1	— 7^3S_1	4 358	0,14	[31]
	— 6^1D_2	3 132	0,15	—
	— $6^3D_{2,1}$	$\approx 3\,130$	0,24	—
	— C	2 240	0,48	TRK
6^3P_0	— 7^3S_1	4 046	0,18	[31]
	— 6^3D_1	2 967	0,4	—
	— C	2 160	0,42	TRK
7^3S_1	— 7^3P_2	11 287	0,63	AC
	— 7^3P_1	13 673	0,40	—
	— 7^3P_0	13 950	0,13	—
	— C	4 610	0,27	TRK

b) DÉPLACEMENT DES CENTRES DE GRAVITÉ DES NIVEAUX. — Pour calculer ces grandeurs, nous utilisons l'éq. (5) en remplaçant les forces d'oscillateur f_{eik} par leurs valeurs moyennes qu'on vient de donner. On obtient :

$$\Delta E(7^3S_1) = + 0,68 \times 10^{-6} \frac{\text{eV}}{\text{MW/cm}^2}$$

$$\Delta E(6^3P_2) = - 0,014 \quad \text{—} \quad \text{—}$$

$$\Delta E(6^3P_1) = - 0,009 \quad \text{—} \quad \text{—}$$

$$\Delta E(6^3P_0) = - 0,009 \quad \text{—} \quad \text{—}$$

Le déplacement des niveaux $6^3P_{2,1,0}$ ne vaut que 1,4 à 2,1 % de celui du niveau 7^3S_1 . Les premiers peuvent donc servir de « niveaux d'observation » : les déplacements et dédoublements des raies à 5 461, 4 358 et 4 046 Å sont exclusivement attribués aux modifications du niveau 7^3S_1 .

La valeur totale de $\Delta E(7^3S_1)$ qu'on vient de donner se décompose comme suit :

$\Delta E(7^3S_1, \text{ interaction avec } 7^3P_2)$	$= + 0,55 \times 10^{-6} \frac{\text{eV}}{\text{MW/cm}^2}$	
$\Delta E(\quad \quad \quad 7^3P_1)$	$= + 0,10 \quad \quad \quad$	
$\Delta E(\quad \quad \quad 7^3P_0)$	$= + 0,03 \quad \quad \quad$	
$\Delta E(\quad \quad \quad 6^3P_{2,1,0})$	$= + 0,012 \quad \quad \quad$	
$\Delta E(\quad \quad \quad C)$	$= - 0,007 \quad \quad \quad$	

C'est donc le niveau 7^3P_2 qui a la plus grande action sur le niveau 7^3S_1 . Par conséquent, nous n'avons retenu que ce niveau pour le dépouillement de nos expériences (passage de l'éq. (5) à l'éq. (7)).

c) ERREUR PROBABLE SUR LA FORCE D'OSCILLATEUR DE LA TRANSITION $7^3S_1-7^3P_2$. — Pour le dépouille-

ment de nos expériences nous avons attribué la *totalité* du déplacement du niveau 7^3S_1 à l'interaction $7^3S_1-7^3P_2$. Cependant, il ressort des chiffres qu'on vient de donner, que 20 % environ $\left(\frac{0,10 + 0,03}{0,68} \cdot 100 \%\right)$ de ce déplacement sont dus aux interactions $7^3S_1-7^3P_{1,0}$. En conséquence, la valeur expérimentale de f_a , donnée au § 3.8, est surestimée de 20 %. Ajoutons que cette erreur dépend très peu des *valeurs absolues* des forces oscillateurs des trois transitions $7^3S_1-7^3P_{2,1,0}$, ce qui nous a permis de leur donner ici les valeurs issues de l'approximation coulombienne. Par contre, l'erreur est assez sensible à leurs *rapports respectifs* (5 : 3 : 1, en approximation coulombienne).

Bibliographie

[1] AUTLER (S. H.) et TOWNES (C. H.), *Phys. Rev.*, 1955, **100**, 703.

[2] WINTER (J.-M.), thèse, Paris 1959, *Ann. Physique*, 1959, **4**, 745.

[3] COHEN-TANNOUDJI (C.), thèse, Paris 1962, *Ann. Physique*, 1962, **7**, 443 et 469.

[4] PLATZ (P.), *Appl. Phys. Lett.*, 1969, **14**, 168.

[5] *ibid.*, 1970, **16**, 70.

[6] *ibid.*, 1970, **17**, 537.

[7] MIZUSHIMA (M.), *Phys. Rev.*, 1964, **133**, A 414.

[8] BETHE (A.), SALPETER (E. E.), *Handbuch der Physik*, XXXV, Springer Verlag, 1957, 351.

[9] ALEKSANDROV (E. B.) *et al.*, *J. E. T. P. Letters*, 1966, **3**, 279.

[10] BONCH-BRUEVICH (A. M.) *et al.* *Soviet Phys. JETP*, 1969, **29**, 82.

[11] HIRSCHBERG (J. G.), PLATZ (P.), *Appl. Optics*, 1965, **4**, 1375.

[12] MICHON (M.) *et al.*, *Rev. Sci. Instr.*, 1969, **40**, 263.

[13] RITUS (V. I.), *Soviet Physics JETP*, 1967, **24**, 1041.

[14] RANK (D. H.) *et al.*, *J. Opt. Sc. Am.*, 1960, **50**, 1045.

[15] GRIEM (H. R.), *Plasma Spectroscopy*, Mc Graw-Hill Book Comp., 1964.

[16] DE MARIA (A. J.) *et al.*, *Proc. IEEE*, 1969, **57**, 2.

[17] MAYER (G.), GIRES (F.), *C. R. Acad. Sci., Paris*, 1964, **258**, 2039.

[18] DUGUAY (M. A.), HANSEN (J. W.), *Appl. Phys. Lett.*, 1969, **15**, 192.

[19] SOROKIN (P. P.), *et al.*, *Appl. Phys. Lett.*, 1967, **10**, 44.

[20] ROKNI (M.), YATSIV (S.), *Phys. Lett.*, 1967, **24A**, 277.

[21] ABELLA (I. D.), *Phys. Rev. Letters*, 1962, **9**, 453.

[22] YU. KIRIN (M.), *et al.*, *JETP Letters*, 1969, **9**, 3.

[23] YATSIV (S.), ROKNI (M.), BARAK (S.), *Phys. Rev. Letters*, 1968, **20**, 1282.

[24] ZERNIK (W.), *Phys. Rev.*, 1963, **132**, 320.

[25] *ibid.*, 1964, **133**, A 117.

[26] DUCUING (J.), *et al.*, *Phys. Letters*, 1969, **28A**, 746.

[27] BRAUNLICH (P.), LAMBROPOULOS (P.), *Phys. Rev. Letters*, 1970, **25**, 135.

[28] *ibid.*, 1970, **25**, 986.

[29] CONDON (E. U.), SHORTLEY (G. H.), *The Theory of Atomic Spectra*, Cambridge University Press 1957 (Chap. III).

[30] POPP (M.), *et al.*, *Z. Physik*, 1970, **240**, 71.

[31] JEAN (P.) *et al.*, *C. R. Acad. Sci. Paris*, 1967, **264**, 1709.

